XARİCİ MAQNİT SAHƏSİ OLMAYAN KEÇİRİCİ ANİZOTROP MÜHİTLƏRDƏ TEMPERATUR QRADİYENTİ OLANDA ENİNƏ VƏ UZUNUNA TERMOMAQNİT DALĞALARININ HƏYƏCANLANMASI

E.R. HƏSƏNOV[1,2], Ş.Q. XƏLİLOVA[2], R.K. MUSTAFAYEVA[1]
[1]Bakı Dövlət Universiteti, Z. Xəlilov küç., 23, Bakı, Azərbaycan
[2]Elm və Təhsil Nazirliyinin Fizika İnstitutu, H.Javid pr-ti, 131 Bakı, Azərbaycan
E-mail: shahlaganbarova@gmail.com

Məqalədə termomaqnit dalğalarının artması şəsti nəzəri cəhətdən araşdırılır. Göstərilir ki, elektrikkeçiriciliyi tenzorunun σ_{ik} qiymətindən asılı olaraq, termomaqnit dalğaları uzununa (yəni $\vec{k} \perp \vec{\nabla}T$) və eninə (yəni $\vec{k}||\vec{\nabla}T$) istiqamətlərdə həyəcanlanır. Bu termomaqnit dalğalarının tezlikləri həm uzununa, həm də eninə istiqamətdə hesablanır. Bu dalğaların artımları tərs elektrik keçiriciliyi tenzorunun σ_{ik} qiyməti ilə müəyyən edilir. Həyəcanlanan dalğanın əsasən termomaqnit xarakterli olduğu isbat edilmişdir. Nəzəri olaraq, əldə edilən dispersiya tənliyi rəqs tezliyinə görə cəbri olaraq yüksək artır. Hər iki halda (uzununa $\vec{k}||\vec{\nabla}T$ və eninə $\vec{k} \perp \vec{\nabla}T$) dispersiya tənliyi aşağı tezlikdə termomaqnit tezliklərin olduğu şərtləri isbat edir. Isbat edilmişdir ki, elektrik keçiriciliyi tenzorunun qiyməti eyni olarsa, termomaqnit dalğalarının yayılma tezliyi fərqlidir. Nəzəriyyə xarici maqnit sahəsi olmadan qurulur. Xarici bir maqnit sahəsinin $H_0 = 0$ mövcudluğunda, termomaqnit dalğalarının həyəcanlanması şərtləri və əlbəttə ki, onların artma şərtləri əhəmiyyətli dərəcədə dəyişəcəkdir.

Açar sözlər: tezlik, termomaqnit dalğaları, eninə dalğalar, uzununa dalğalar, elektrik keçiricilik tenzoru, tərs tenzor.
PACS: 78,55, 73.22.CD, 73.22

GİRİŞ

[1] işində isbat edilmişdir ki, sabit temperatur qradiyenti olan plazmada hidrodinamik hərəkətlər, maqnit sahəsi yaranır. Bu vəziyyətdə plazma adi plazmadan nəzərəçarpacaq dərəcədə fərqli halına salınmış xüsusiyyətlərə malikdir. Belə bir plazmada yalnız maqnit sahəsinin rəqs termomaqnit dalğaları həyəcanlanır. Xarici bir maqnit sahəsinin olması halında, termomaqnit dalğalarının dalğa vektoru maqnit sahəsinə perpendikulyardır və belə müstəvidə yerləşir $\vec{H}, \vec{\nabla}T$. Termomaqnit dalğalarının sürəti səs sürəti və Alfven dalğasının sürəti ilə müqayisə edilə bilər. Temperatur qradiyenti zamandan və koordinatlardan asılı deyil. Yük daşıyıcılarının Larmor tezliyi onların toqquşma tezliyindən azdır, yəni.

$$\Omega\tau << 1,\ \Omega = \frac{eH}{mc}$$

Elektrik sahəsi E, temperatur qradiyenti $\nabla T = const$, yük daşıyıcılarının konsentrasiya qradiyenti $\vec{\nabla}n$ və $\vec{\vartheta}(\vec{r}, t)$ sürət ilə hidrodinamik hərəkətlər olduqda, elektrik cərəyanının sıxlığı belədir.

$$\vec{j} = \sigma\vec{E}^* + \sigma'\left[\vec{E}^*\vec{H}\right] - \alpha\nabla T - \alpha'[\nabla TH]$$
$$E^* = \vec{E} + \frac{\left[\vec{\vartheta}\vec{H}\right]}{c} + \frac{T}{e}\frac{\nabla n}{n}, e > 0 \qquad (1)$$

(1) vektor tənliyindən E təyini vektor tənliyinin həlli kimidir

$$\vec{x} = \vec{a} + \left[\vec{b}\vec{x}\right] \qquad (2)$$

(2)-dən

$$\left(\vec{b}\vec{x}\right) = \left(\vec{b}\vec{a}\right), \vec{x} = \vec{a} + \left[\vec{b}\vec{a}\right] + \left[\vec{b}\left[\vec{b}\vec{x}\right]\right]$$

$b^2 << 1$ olduqda alırıq:

$$\vec{E} = -\frac{\left[\vec{\vartheta}\vec{H}\right]}{c} - \Lambda'\left[\vec{\nabla}T\vec{H}\right] + \frac{c}{4\pi\sigma}rot\vec{H} - \frac{c\sigma'}{4\pi\sigma^2}\left[rot\vec{H}, \vec{H}\right] + \frac{T}{c}\frac{\nabla\rho}{\rho} + \Lambda\nabla T \qquad (2^*)$$

(2*) ifadəsini əldə edərkən $rot\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}$ Maksvell tənliyindən istifadə edilmişdir Burada $\Lambda = \frac{\alpha}{\sigma}$, $\Lambda' = \frac{\alpha'\sigma - \alpha\sigma'}{\sigma^2}$, σ -elektrik keçiricilik əmsalı, Λ -diferensial istilik gücü, Λ'-Nerst-Ettinshauzen effektinin əmsalıdır. (2)-i tənlikdə $\frac{\partial\vec{H}}{\partial e} = -crot\vec{E}$ əvəz edərək, $\vec{H}$ və $\vec{\nabla}T$ ibarət olan tənlik əldə edirik. [1, 2]-də isbat edilmişdir ki, $\vec{k} \perp \vec{H}'$ termomaqnit dalğası

$$\omega_T = -c\Lambda'\vec{k}\vec{\nabla}T$$

tezliyi ilə həyəcanlanır.

[2,3]-də isbat edilmişdir ki, keçirici bərk cisimlərdə yükdaşıyıcıların axını hidrodinamik hərəkətlər yaradır və buna görə də, keçirici mühitlərdə termomaqnit dalğalarını həyəcanlandırmaq mümkündür. [4]-də isbat edilmişdir ki, elektrik keçiriciliyi tenzorunun σ_{ik} qiymətindən asılı olaraq anizotrop keçirici mühitlərdə bir neçə termomaqnit dalğası həyəcanlana bilər. Bu nəzəri işdə isbat edəcəyik ki, tenzorun qiymətindən

131, H.Javid ave, AZ-1143, Baku
Institute of Physics
E-mail: jophphysics@gmail.com

σ_{ik} asılı olaraq anizotrop keçirici mühitlərdə müxtəlif tezlikli bir neçə termomaqnit dalğaları eyni vaxtda həyəcanlanır. Termomaqnit dalğalarının dalğa vektoru temperatur qradiyenti $\vec{k}||\vec{\nabla}T$ (uzununa dalğa) boyunca yönəldildikdə biz termomaqnit dalğalarının tezliklərini təyin edirik. Isbat edək ki, $\vec{k}||\vec{\nabla}T$ (uzununa dalğa) və $\vec{k}\perp\vec{\nabla}T$ (eninə dalğa) termomaqnit dalğaları böyüyə bilər (sabitlik).

Termomaqnit dalğasının artma sürəti $\vec{k}||\vec{\nabla}T$ və $\vec{k}\perp\vec{\nabla}T$ olduqda, əhəmiyyətli dərəcədə fərqlənir.

NƏZƏRİYYƏ

İzotrop bərk maddədə temperatur qradiyenti və xarici maqnit sahəsi olduqda ümumi elektrik sahəsi [4] formaya malikdir:

$$\vec{E}=\varsigma\vec{j}+\varsigma'\left[\vec{j}\vec{H}\right]+\varsigma''\left(\vec{j}\vec{H}\right)\vec{H}+\Lambda\frac{\partial T}{\partial x}+\Lambda'\left[\vec{\nabla}T\vec{H}\right]+\Lambda''\left(\vec{\nabla}T\vec{H}\right)\vec{H} \tag{3}$$

Anizotrop bərk cisimdə (3) tənliyindəki bütün əmsallar tenzorlardır. Sonra anizotrop bərk cisim (3) üçün formaya sahib olacağıq:

$$E_i=\varsigma_{ik}j'_k+\left[j\vec{H}\right]_k j'_{ik}+\varsigma''_{ik}\left(\vec{j}\vec{H}\right)\vec{H}_k+\Lambda_{ik}\frac{\partial T}{\partial x_k}+\Lambda'_{ik}\left[\vec{\nabla}T\vec{H}\right]_k+\Lambda''_{ik}\left(\vec{\nabla}T\vec{H}\right)\vec{H}_k \tag{4}$$

Burada $\varsigma_{ik}=\dfrac{1}{\sigma_{ik}}$ omik müqavimətin qarşılıqlı tenzoru j_{ik}, Λ_{ik} -diferensial termoelektrik güc və Λ'_{ik} - Nernst-Ettingshausen əmsalı var. Anizotrop bərk cisimdə xarici maqnit sahəsini $\vec{H}_0=0$ nəzərdən keçirəcəyik. Onda (4) tənliyində olan $\varsigma'_{ik},\varsigma''_{ik},\Lambda''_{ik}$ sıfra bərabərdir. O zaman problemimiz üçün tənliklər sistemi formaya malikdir

$$\begin{gathered}E'_i=\varsigma_{ik}j'_k+\Lambda'_{ik}\left[\vec{\nabla}TH\right]_k\\ rot\vec{E}'=-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{H}'}{\partial t}\\ rot\vec{H}'=\frac{4\pi}{c}\vec{j}'+\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}'}{\partial t}\end{gathered} \tag{5}$$

Tutaq ki, bütün əşyalar monoxromatik dalğalanır. Sonra (5) dən alırıq

$$\begin{gathered}E'_i=\varsigma_{ik}j'_k+\Lambda'_{ik}\left[\vec{\nabla}TH\right]_k\\ j'=\frac{ic^2}{4\pi\omega}\left[\vec{k}\left[\vec{k}\vec{E}'\right]\right]+\frac{i\omega}{4\pi}E'_{ik}\end{gathered} \tag{6}$$

(6)-dan alırıq

$$E'_i=\frac{ic^2}{4\pi\omega}\varsigma_{ik}\left(\vec{k}\vec{E}'\right)K_k+\frac{i\left(\omega^2-c^2k^2\right)}{4\pi\omega}\varsigma_{ik}E'_k+\frac{c\Lambda'_{ik}}{\omega}\left(\vec{\nabla}T\vec{E}'\right)K_k-\frac{c\Lambda'_{ik}}{\omega}\left(\vec{k}\vec{\nabla}T\right)E'_k \tag{7}$$

ENİNƏ TERMOMAQNİT DALĞALARI $\vec{k}\perp\vec{\nabla}T$

$\vec{k}\perp\vec{\nabla}T$ olduqda koordinat sistemini seçə bilərik

$$k_1\neq 0,\ k_2=k_3=0,\ k_1\frac{\partial T}{\partial x_1}=\left(\vec{k}\vec{\nabla}T\right)=0,\ \frac{\partial T}{\partial x_2}\neq 0,\ \frac{\partial T}{\partial x_3}=0 \tag{8}$$

Bu seçimlə (7)-dən asanlıqla əldə edirik

$$\begin{gathered}E'_i=\left(A\varsigma_{il}k_lk_k+B\varsigma_{ik}+\frac{c\Lambda'_{ik}}{\omega}k_l\frac{\partial T}{\partial x_k}\right)E'_k\\ E'_i=\delta_{ik}E'_k,\delta_{ik}=\begin{cases}1, npu\ \ i=k\\ 0, npu\ \ i\neq k\end{cases}\\ A=\frac{ic^2}{4\pi\omega},B=\frac{i\left(\omega^2-c^2k^2\right)}{4\pi\omega}\end{gathered} \tag{9}$$

Əvəz edək

$$\varphi_{ik} = A\varsigma_{il}k_l k_k + B\varsigma_{ik} + \frac{c\Lambda'_{il}}{\omega}k_l\frac{\partial T}{\partial x_k} \tag{10}$$

Onda (9)-dan alırıq

$$\begin{aligned}
&\varphi_{11} = \frac{i\omega}{4\pi}\varsigma_{11}, \varphi_{12} = i\Omega\varsigma_{12} + \frac{\omega_{12}}{\omega}, \varphi_{13} = i\Omega\varsigma_{13}, \Omega = \frac{\omega^2 - c^2k^2}{4\pi\omega}\\
&\varphi_{21} = \frac{i\omega}{4\pi}\varsigma_{21}, \varphi_{22} = i\Omega\varsigma_{22} + \frac{\omega_{22}}{\omega}, \varphi_{23} = i\Omega\varsigma_{23}\\
&\varphi_{31} = \frac{i\omega}{4\pi}\varsigma_{31}, \varphi_{32} = i\Omega\varsigma_{32} + \frac{\omega_{32}}{\omega}, \varphi_{33} = i\Omega\varsigma_{33}
\end{aligned} \tag{11}$$

(11)-i (9)-la əvəz etməklə biz əldə edirik

$$\left|(\varphi_{ik} - \delta_{ik})\right| = 0 \tag{12}$$

və ya

$$\begin{aligned}
&\varphi_{31}\varphi_{12}\varphi_{23} + \varphi_{21}\varphi_{32}\varphi_{13} + (\varphi_{11} - 1)(\varphi_{22} - 1)(\varphi_{33} - 1) - \varphi_{31}\varphi_{13}(\varphi_{22} - 1) -\\
&- \varphi_{32}\varphi_{23}(\varphi_{11} - 1) - \varphi_{21}\varphi_{12}(\varphi_{33} - 1) = 0
\end{aligned} \tag{13}$$

(11) nəzərə alınmaqla (13) dispersiya tənliyi formaya malikdir

$$\sum_{i=1}^{5} u_i\omega_i + u_0 = 0 \tag{14}$$

(14) tənliyi tezliyə görə beşinci dərəcə çox mürəkkəb formaya malikdir. (14) tənliyinin sadələşdirilməsi çoxlu riyazi yaxınlaşma tələb edir. Lakin (14) tənliyi ς_{ik} tenzordan asılı olaraq asanlıqla sadələşdirilir

Əgər

$$\begin{aligned}
&\varsigma_{12} = \varsigma_{13} = \varsigma_{22} = \varsigma_{23} = \varsigma_{32} = \varsigma_{33}\\
&\varsigma_{11} = \varsigma_{21} = \varsigma_{31}
\end{aligned} \tag{15}$$

Dispersiya tənliyi aşağıdakı formaya malikdir:

$$\frac{1}{2\pi}\left(\frac{i\varsigma_{11}}{2} + \varsigma_{22}\right)\omega^2 + \left[\frac{i\varsigma_{11}}{4\pi}(\omega_{13} + \omega_{12} - \omega_{22}) - 1\right]\omega + \omega_{22} + \omega_{33} - \frac{ic^2k^2}{2\pi}\varsigma_{22} = 0 \tag{16}$$

Fərz edək ki,

$$\omega = \omega_0 + i\gamma,\ \gamma << \omega_0$$

onda ω_0 və γ müəyyən etmək üçün (16) aşağıdakı iki tənliyi alırıq

$$\frac{1}{2\pi}\varsigma\omega_0^2 - \frac{1}{4\pi}\varsigma\omega_0\gamma - \frac{\varsigma}{4\pi}(\omega_{13} + \omega_{12} - \omega_{22})\gamma - \omega_0 + \omega_{22} + \omega_{33} = 0 \tag{17}$$

$$\frac{1}{4\pi}\varsigma\omega_0^2 + \frac{1}{2\pi}\varsigma\omega_0\gamma + \frac{\varsigma}{4\pi}(\omega_{13} + \omega_{12} - \omega_{22})\omega_0 - \gamma - \frac{c^2k^2\varsigma}{2\pi} = 0 \tag{18}$$

(18)-dan

$$\gamma = \frac{1}{4\pi}\varsigma\omega_0^2 + \frac{\varsigma}{4\pi}(\omega_{13} + \omega_{12} - \omega_{22})\omega_0 - \frac{c^2k^2\varsigma}{2\pi} \tag{19}$$

(19)-u (17)-də əvəz etsək

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{2\pi}\varsigma\omega_0^2 - \frac{\varsigma}{4\pi}(\omega_{13} + \omega_{12} - \omega_{22})\left[\frac{1}{4\pi}\varsigma\omega_0^2 + \frac{\varsigma}{4\pi}(\omega_{13} + \omega_{12} - \omega_{22})\omega_0 - \frac{c^2k^2\varsigma}{2\pi}\right] -\\
&- \omega_0 + \omega_{22} + \omega_{33} = 0
\end{aligned} \tag{20}$$

(20)-dən görünür ki, $\omega_{22} = \omega_{13} + \omega_{12}$, $\varsigma = \dfrac{\pi}{2(\omega_{22} + \omega_{33})}$ olduqda

$$\omega_0 = 2(\omega_{22} + \omega_{33}) \tag{21}$$

Beləliklə, (21) termomaqnit dalğasıdır. (21)-i (19)-də əvəz etsək

$$\gamma = \frac{1}{2}(\omega_{22} + \omega_{33}) - \frac{1}{2}\frac{c^2k^2}{\omega_{22} + \omega_{33}} \tag{22}$$

alarıq.

(22)-dən görünür ki, (21) tezliklə dalğa artıq, əgər

$$\omega_{22} + \omega_{33} >> ck$$

UZUNUNA TERMOMAQNİT DALĞASI $\vec{k} \parallel \vec{\nabla} T$

$\vec{k} \parallel \vec{\nabla} T$ şərtində koordinat oxlarını elə seçə bilərik ki,

$$k_1 = k,\ k_2 = k_3 = 0,\ \frac{\partial T}{\partial x_2} = \frac{\partial T}{\partial x_3} = 0, k_1 \frac{\partial T}{\partial x_1} \neq 0\ \ \frac{\partial T}{\partial x_2} \neq 0,\ \frac{\partial T}{\partial x_3} = 0$$

Bu seçimlə φ_{ik} tenzorların ifadələri belədir

$$\begin{aligned}
&\varphi_{11} = \frac{i\omega}{4\pi}\varsigma_{11}, \varphi_{12} = i\Omega\varsigma_{12} + \frac{\omega_{12}}{\omega}, \varphi_{13} = i\Omega\varsigma_{13} + \frac{\omega_{13}}{\omega}\\
&\varphi_{21} = \frac{i\omega}{4\pi}\varsigma_{21}, \varphi_{22} = i\Omega\varsigma_{22} + \frac{\omega_{22}}{\omega}, \varphi_{23} = i\Omega\varsigma_{23} + \frac{\omega_{23}}{\omega}\\
&\varphi_{31} = \frac{i\omega}{4\pi}\varsigma_{31}, \varphi_{32} = i\Omega\varsigma_{32} + \frac{\omega_{32}}{\omega}, \varphi_{33} = i\Omega\varsigma_{33} + \frac{\omega_{33}}{\omega}
\end{aligned} \tag{23}$$

(23)-ü (13)-də əvəz etsək

$$\begin{aligned}
&-\frac{i}{64\pi^3}(\varsigma_{31}\varsigma_{21}\varsigma_{23} + \varsigma_{31}\varsigma_{13}\varsigma_{32})\omega^4 + -\frac{1}{64\pi^2}(\varsigma_{11}\varsigma_{22} + \varsigma_{11}\varsigma_{33})\omega^3 + \\
&+\left[\frac{i}{64\pi^3}(\varsigma_{31}\varsigma_{21}\varsigma_{23} + 2\varsigma_{31}\varsigma_{13}\varsigma_{32})c^2k^2 + \frac{i}{4\pi}(\varsigma_{11} + \varsigma_{22} + \varsigma_{33}) + \right.\\
&\left.+\frac{\omega_{22}}{16\pi^2}(\varsigma_{11}\varsigma_{33} + 2\varsigma_{31}\varsigma_{13})\right]\omega^3 + \left[-\frac{1}{64\pi^3}(\varsigma_{11}\varsigma_{22} + \varsigma_{11}\varsigma_{33})c^2k^2 - 1 + \right.\\
&\left.+ + \frac{i\omega_{22}}{4\pi}(\varsigma_{11} - \varsigma_{21})\right]\omega - \frac{ic^2k^2}{4\pi}\left(\frac{1}{64\pi^2}\varsigma_{31}\varsigma_{13}\varsigma_{32}c^2k^2 - \varsigma_{22} - \varsigma_{33}\right) - \\
&-\frac{1}{64\pi^2}\omega_{22}c^2k^2(\varsigma_{11}\varsigma_{33} + \varsigma_{13}\varsigma_{31}) - \omega_{22} = 0
\end{aligned} \tag{24}$$

alarıq.

ς_{ik} tenzorların bütün istiqamətlərdə eyni qiymətləri (24)-dən alırıq

$$\begin{aligned}
&x^4 + 16\pi i x^3 + (-48\pi^2 + 12\pi i\omega_{22}\varsigma)x^2 + 64\pi^3 i\left(-1 + i\frac{\omega_{22}\varsigma}{2\pi}\right)x - \omega_{22}\varsigma = 0\\
&x = \varsigma\omega\\
&ck\varsigma << 1
\end{aligned} \tag{25}$$

$x = x_0 + ix_1, x_1 << 0$ fərz etsək, (25)-dən alırıq:

$$x_0^4 - 48\pi x_0^2 x_1 - 48\pi^2 x_0^2 - 24\pi\omega_{22}\varsigma x_0 x_1 + 64\pi^3\frac{\omega_{22}\varsigma}{2\pi}x_0 + 64\pi^3 x_1 - \omega_{22}\varsigma = 0 \tag{26}$$

$$4x_0^3 x_1 + 16\pi x_0^3 - 96\pi^2 x_0 x_1 + 12\pi\omega_{22}\varsigma x_0^2 - 64\pi^3 x_0 - 32\pi^2\omega_{22}\varsigma x_1 = 0 \tag{27}$$

(26-27)-dən görmək olar ki, $x_0 >> 1$ -də termomaqnit dalğaları yoxdur, onda (26-27)

$$-24\pi\omega_{22}\varsigma x_0 x_1 + 32\pi^2\omega_{22}\varsigma x_0 + 64\pi^3 x_1 - \omega_{22}\varsigma = 0 \tag{28}$$

$$-96\pi^2 x_0 x_1 - 64\pi^3 x_0 - 32\pi^2 \omega_{22}\varsigma x_1 = 0 \tag{29}$$

(29)-dan $x_0 = -\frac{\omega_{22}\varsigma}{2\pi}x_1$, $x_0 < \frac{1}{3\pi}\omega_{22}\varsigma$ alarıq.

(28)-də əvəz etsək

$$x_1 = \frac{2\pi}{3}$$
$$\omega_1 = \frac{2\pi}{3}\cdot\frac{1}{\varsigma} \tag{30}$$
$$\omega_0 = -\frac{\omega_{22}}{2\pi}\cdot\frac{2\pi}{3} = -\frac{\omega_{22}}{3}$$

alırıq.

(30)-dan görünür ki, $\omega_0 = -\frac{\omega_{22}}{3}$ tezliyi olan dalğaları artacaq.

$$\frac{\omega_0}{\omega_1} = \frac{\omega_{22}}{3}\cdot\frac{3\varsigma}{2\pi} = \frac{\omega_{22}\varsigma}{2\pi} << 1$$
$$\omega_{22}\varsigma << 2\pi$$

Beləliklə, anizotrop keçirici mühitlərdə müxtəlif tezlikli termomaqnit dalğaları həyəcanlanır. Bu dalğalar $\vec{k} \parallel \vec{\nabla}T$ uzununa və $\vec{k} \perp \vec{\nabla}T$ eninə ola bilər.

---

[1] *Л.Э. Гуревич, Э.Р. Гасанов.* Теория спонтанных колебаний тока в кристаллах типа германия, легированного золотом, 1969, ФТП, т.*3*, N8, 1201-1206.

[2] *E.R. Hasanov, A.V. Islamzade, H.Sh. Hasanov.* Thermomagnetic waves in anisotropic conductors, International Journal on “Technical and Physical Problems of Engineering” (IJTPE), 2016, Ankara, Turkey, Issue 26, vol. 8 N1, 50-54.

[3] *E.R. Hasanov, M.F. Novruzov, A.Z. Panahov, A.I. Demirel.* “Instability of Thermomagnetic Waves in the GeAu Semiconductors with Impurities”,India, International Journal of Pure and Applied Physics, 2008/1, ISSN 0973-1776, vol. 4, N1, 23-28.

[4] *E.R. Hasanov, M.F. Novruzov, A.Z. Danahov, A.I. Demirel.* “Energy Generation and Amplitude of Thermomagnetic Waves in the Conducting Medium”, London, England, Modern Phys. B, Lett., 2008/2, vol. 22, N6, 455-457.

Э.Р. Гасанов, Ш.Г. Халилова, Р.К. Мустафаева

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ И ПОПЕРЕЧНЫХ ТЕРМОМАГНИТНЫХ ВОЛН В АНИЗОТРОПНЫХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ ПРИ НАЛИЧИИ ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ $\vec{\nabla}T$ БЕЗ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ *H*

В работе теоретически исследуются условия возбуждения термомагнитных волн. Показано, что в зависимости от значения тензора электропроводности σ_{ik}термомагнитные волны возбуждаются в продольном (т.е. $\vec{k}||\vec{\nabla}T$) и в поперечном (т.е.$\vec{k} \perp \vec{\nabla}T$) направлении. Вычислены частоты этих термомагнитные волн и в продольном и поперечном направлениях. Инкременты нарастания этих волн определяются значениями обратного тензора электропроводности σ_{ik}. Доказано, что возбуждаемая волна в основном является термомагнитного характера. В теории получены дисперсионные уравнение является алгебраически высоким степеням относительно частоты колебаний. Дисперсионное уравнение в обоих случаях (продольные $\vec{k}||\vec{\nabla}T$ и поперечные $\vec{k} \perp \vec{\nabla}T$) содержат члены, в которых имеются термомагнитные частоты в низкой степени частоты. Доказано, что если значение тензора электропроводности одинаково, то при этом частота распространения термомагнитных волн разное. Теория построена без внешнего магнитного поля $H_0 = 0$. При наличии внешнего магнитного поля условия возбуждения термомагнитных волн, и конечно условия их нарастания существенно изменится.

E.R. Hasanov, Sh.G. Khalilova, R.K. Mustafayeva

EXCITATION OF LONGITUDINAL AND TRANSVERSE THERMOMAGNETIC WAVES IN ANISOTROPIC CONDUCTING MEDIA IN THE PRESENCE OF A TEMPERATURE GRADIENT WITHOUT AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

The paper theoretically investigates the conditions for the excitation of thermomagnetic waves. It is shown that, depending on the value of the electrical conductivity tensor σ_{ik}, thermomagnetic waves are excited in the longitudinal (i.e. $\vec{k}||\vec{\nabla}T$) and transverse (i.e. $\vec{k} \perp \vec{\nabla}T$) directions. The frequencies of these thermomagnetic waves are calculated both in the longitudinal direction and in the transverse direction. The growth increments of these waves are determined by the values of the inverse electrical conductivity tensor σ_{ik}. It is proved that the excited wave is mainly of a thermomagnetic nature. In theory, the resulting dispersion equation is algebraically high powers with respect to the oscillation frequency. The dispersion equation in both cases (longitudinal $\vec{k}||\vec{\nabla}T$and $\vec{k} \perp \vec{\nabla}T$transverse) contains terms in which there are thermomagnetic frequencies in a low power of frequency. It is proved that if the value of the electrical conductivity tensor is the same, then the frequency of propagation of thermomagnetic waves is different. The theory is constructed without an external magnetic field $H_0 = 0$. In the presence of an external magnetic field, the conditions for the excitation of thermomagnetic waves, and of course the conditions for their growth, will change significantly.